Messung der longitudinalen Polarisation der β-Zerfallselektronen von Cu^{64}

von

Nikolaus Mann

aus Michelau/Ofr.

1966

1967 № 315

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41535718_0088

Messung der longitudinalen Polarisation der β-Zerfallselektronen von Cu^{64}

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Nikolaus Mann
aus Michelau/Ofr.

Als Dissertation genehmigt von der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg.

UNIV. LEIDEN BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung: 23. November 1966

Dekan: Universitätsprofessor Dr. K. Broderson

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. H. Wegener

Inhaltsverzeichnis

		Seite
A)	Einleitung	1
B)	Vorbemerkungen	2
C)	Apparatur	3
D)	Herstellung der Präparate	5
E)	Ergebnisse der Messung	7
F)	Diskussion der Ergebnisse	9
Anhang		
I	Herstellung der Cu^{64}-Präparate (Teilweise Auszug aus (8))	13
II	Untersuchung der Energieverteilung der gestreuten Elektronen	16
Literaturverzeichnis		21

A) Einleitung

Wegen der Nichterhaltung der Parität bei der schwachen Wechselwirkung sind die ß-Zerfallselektronen longitudinal polarisiert. Bei der heute allgemein angenommenen V-A-Wechselwirkung erwartet man für erlaubte Übergänge einen Polarisationsgrad $P = -\frac{v}{c}$.
Die Elektronenpolarisation bei Cu^{64} wurde von Vishnevsky und Mitarbeitern (1) gemessen. Sie erhielten qualitative Übereinstimmung mit $P = -\frac{v}{c}$ mit einem relativ großen statistischen Fehler von 14%. Messungen an Cu^{64} sind durch die kurze Lebensdauer von 12,8 Stunden, sowie die geringen Wirkungsquerschnitte von Kernreaktionen, die zu Cu^{64} führen, erschwert.

Der Übergang $Cu^{64}(ß)Zn^{64}$ ist wie der Übergang $Co^{60}(ß)Ni^{60}$ ein erlaubter Gamov Teller Übergang (Abb.: 1). Es sollte daher auch das gleiche Verhalten in der Elektronenpolarisation zu erwarten sein. Da ein Co^{60}-Präparat zu Eichmessungen zur Verfügung stand, werden die Ergebnisse der Messung am Cu^{64} relativ zu Co^{60} angegeben.

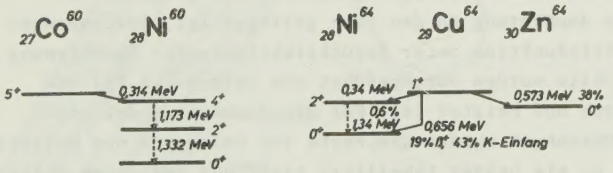


Abb.: 1 Zerfallsschemata von Co^{60} und Cu^{64}

Ursprünglich waren Absolutmessungen beabsichtigt. Diese ergaben jedoch zu kleine Werte, deren Ursache mit den vorhandenen Mitteln nicht sicher geklärt werden konnte (siehe Diskussion der Ergebnisse). Zum Vergleich werden jedoch auch die gemessenen Absolutwerte und die angebrachten Korrektionen für die Depolarisation im Präparat angegeben.

B) Vorbemerkungen

Mit Hilfe der Mottstreuung kann man die transversale Polarisation eines Elektronenstrahles messen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt hierfür läßt sich schreiben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_o}{d\Omega}(1 + PS \sin\varphi)$$

dabei ist:

$\frac{d\sigma_o}{d\Omega}$ = differentieller Streuquerschnitt ohne Spineinfluß

$S = S(\theta, Z, \frac{v}{c})$ = Asymmetriefunktion

φ = Azimutwinkel.

Maximale Asymmetrie erhält man für $\varphi = 90^o$ und $\varphi = 270^o$. Für diese beiden Winkel wird die Asymmetrie $A = (1+PS)/(1-PS)$ oder $PS = \frac{1-A}{1+A}$. Ist die Asymmetriefunktion S bekannt, läßt sich die transversale Polarisation der gestreuten Elektronen aus der Mottstreuasymmetrie bestimmen.

Sherman (2) hat die Asymmetriefunktion für den nackten Kern berechnet. Die Asymmetrie wird jedoch vor allem bei kleinen Energien infolge der Abschirmung des Kerncoulombfeldes durch die Hüllenelektronen verringert, da hier bei gleicher Ablenkung die Annäherung an den Kern geringer ist. Berechnungen der Asymmetriefunktion unter Berücksichtigung der Abschirmung durch die Hülle wurden durchgeführt von Shin-R-Lin (3) und von Holzwarth und Meister (4). Für die Auswertung der vorliegenden Messungen wurden die Werte von Holzwarth und Meister verwendet, da sie besser tabelliert sind, und auf diese Weise die Interpolationsfehler verringert werden. Für 150 keV-Elektronen und einen Streuwinkel $\theta = 120^o$ ist z. B. der von Holzwarth und Meister berechnete Absolutbetrag der Shermanfunktion um 3% kleiner als der von Sherman berechnete.

Die Asymmetriefunktion wurde für den Streuwinkel $\theta = 120^o$ und eine ß-Energie von 150 keV interpoliert und über die Streugeometrie gemittelt. Zur Messung der Polarisation bei anderen Energien als 150 keV wurden die Elektronen mit Hilfe

einer Beschleunigungsstrecke (siehe Abb.: 2) auf 150 keV beschleunigt oder abgebremst. Die Energie von 150 keV wurde gewählt, da hierfür das Ablenkfeld leicht mit der 148 keV Konversionslinie des Th-(B+C+C") geeicht werden konnte.

C) Apparatur

Zur Messung der Elektronenpolarisation wurde eine Mottstreuapparatur benutzt, wie sie in ihrer ursprünglichen Form bereits von Bienlein und Mitarb. (5) beschrieben wurde. Eine genauere Beschreibung der verwendeten, etwas abgeänderten Anordnung (Abb. 2) findet sich bei Dierker (6). Hier sollen nur kurz die wesentlichen Bestandteile zusammengestellt werden.

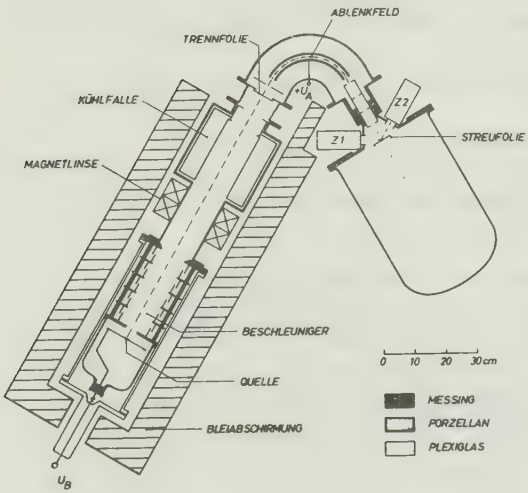


Abb.: 2 Apparatur zur Messung der Elektronenpolarisation (Abbildung von J. Dierker, Dissertation Erlangen (6)). Die eingezeichnete Kühlfalle ist für die vorliegenden Messungen ohne Bedeutung. Sie wurde aber trotzdem benutzt, um zu verhindern, daß RaE von parallel laufenden Messungen aus der Apparatur auf die Streufolien diffundierte.

1) Präparatteil

Das Präparat ist zur Verringerung der Wandrückstreuung in einer Glasglocke angebracht und kann von außen justiert werden. Durch eine magnetische Linse wird das Präparat auf den Eingang des elektrischen Ablenkfeldes abgebildet. Dabei findet gleichzeitig eine Vorselektion der Energie statt. Zwischen Präparatglocke und magnetischer Linse befindet sich eine Beschleunigungsstrecke, die es gestattet die Mottstreuung immer bei der gleichen Energie von 150 keV durchzuführen.

2) Ablenkfeld

Im elektrischen Ablenkfeld soll die ursprünglich longitudinale Polarisation der ß-Zerfallselektronen in eine transversale Polarisation übergeführt werden. Wegen der relativistischen Spinmitdrehung ist hierfür eine Ablenkung um mehr als 90° nötig.
Nach Tolhoek (7) ist die relativistische Spinmitdrehung

$$\Delta\alpha = \Delta\chi \cdot \frac{E_{kin}}{E}$$

$\Delta\chi$ = Impulsdrehung
E_{kin} = kinetische Energie der Elektronen
E = Gesamtenergie der Elektronen

Bei dem verwendeten 120°-Kugelkondensator wird der Spin von 150 keV-Elektronen um $27{,}3^{\circ}$ mitgedreht d.h. nicht vollständig transversal. Der dadurch bedingte Fehler kann durch eine Korrektion am Polarisationsgrad berücksichtigt werden. Das elektrische Ablenkfeld dient gleichzeitig als ß-Spektrometer zur Auswahl der untersuchten ß-Energie.

3) Streuteil

Im Streuteil erfolgt der Nachweis der transversalen Polarisation. Hierzu werden die Elektronen an einer dünnen Goldfolie (50 bis 75 µg Au/cm^2) gestreut. Die Mottstreuasymmetrie wird

unter 120° zur ursprünglichen Strahlrichtung mit Hilfe zweier Auslösezählrohre gemessen. Um auch die apparative Asymmetrie sowie den Nulleffekt zu erfassen, sind auf einem Halter zwei Goldfolien, eine 10 µ Hostaphanfolie zur Messung der apparativen Asymmetrie und eine ca. 30 µg/cm^2 starke Astralonfolie, wie sie als Unterlage für die Goldfolien diente, zur Messung des Nulleffekts befestigt und konnten automatisch nacheinander in den Strahlengang geschwenkt werden. Bei den Cu^{64}-Messungen erfolgte der Folienwechsel wegen der kurzen Halbwertszeit von 12,8 h alle 4 Minuten, (alle 10 Minuten bei Co^{60}). Außerdem wurde bei den Cu^{64}-Messungen nach jeweils 64 Minuten (3 bis 6 Stunden bei Co^{60}) der ganze Streuteil um 180° gedreht, um Einflüsse der Zählernachweiswahrscheinlichkeit und Ungleichmäßigkeiten in den Folien zu eliminieren. Die große Glasglocke diente dazu, die Rückstreuung von den Wänden in die Zähler möglichst klein zu halten.

D) Herstellung der Präparate

1) Das verwendete Co^{60}-Präparat von der Firma Buchler, Braunschweig, ist folgendermaßen aufgebaut:

Aktive Schicht:	0,37 mg/cm^2	Co
	1,39 "	Cu
	0,38 "	Zn
	1,16 "	Al

Der Durchmesser des Präparates beträgt2 cm, die Aktivität 72 mCi.

2) Die Cu^{64}-Präparate wurden nach dem Szillard-Chalmers-Verfahren durch Bestrahlung von Kupferphthalocyanin im Forschungsreaktor München hergestellt (8) und Anhang). Das Kupfer wurde nach dem Trennungsgang auf eine mit etwa 50 µg/cm^2 Kupfer bedampfte 4 µ starke Hostaphanfolie aufelektrolysiert. Dabei wurde die Präparatschicht nicht immer gleichmäßig, obwohl die Präparatoberfläche äußerlich glatt aussah.

Abb.: 3 Zwei Beispiele für die Verteilung der Aktivität auf Cu^{64} Präparaten

a) Aktivität ist relativ gleichmäßig verteilt

b) Aktivität ist sehr ungleichmäßig verteilt. Die mit diesem Präparat durchgeführte Messung wurde ausgeschieden.

Abb.: 3 zeigt zwei Autoradiographien als Beispiele für die Verteilung der Aktivität auf den Präparaten. Zur Herstellung der Bilder wurden die auf etwa 1 mCi abgeklungenen Präparate mit einer Zwischenlage von 4 µ Hostaphanfolie auf Dokumentenfilm gepreßt (Röntgenfilm erwies sich hierfür als nicht geeignet, da die Bilder wegen der großen Dicke der Photoschicht zu unscharf wurden). Die Belichtungszeiten hingen von der Aktivität ab und betrugen mehrere Minuten. Es wurden nur Messungen mit gleichmäßiger Präparatoberfläche verwendet.

Die erreichten Präparatstärken lagen zwischen 200 und 400 mCi. Das entspricht etwa 10 bis 20% der Aktivität bei Entnahme aus dem Reaktor. Wenn man berücksichtigt, daß die Fertigstellung eines Präparates einschließlich des Transportes nach Erlangen etwa eine Halbwertszeit dauerte, entspricht das bei 2 Ci Anfangsaktivität einer Ausbeute von 20 bis 40%.

Die spezifische Aktivität der Präparate betrug zu Beginn der Messung, d.h. etwa eine Halbwertszeit nach Bestrahlungsende noch 100 mCi/mg Kupfer. Bei direkter Bestrahlung von metallischem Kupfer hätte eine spezifische Aktivität von maximal

15 mCi/mg Kupfer bei Bestrahlungsende erreicht werden können. Das hätte zu dicke Präparate erfordert, um innerhalb der zur Verfügung stehenden Meßzeit von maximal 24 h (75% der Ereignisse) Ergebnisse mit genügend großer statistischer Genauigkeit zu erhalten.

E) Ergebnisse der Messung

Tabelle 1:

Energie	200 keV	150 keV	120 keV	100 keV
$-P(Cu^{64})/\frac{v}{c}$	0,919±0,010	0,875±0,018	0,787±0,021	0,719±0,019
Depol. im Präparat	1,8%; 3,4%	6,3%	8,7%	15,0%
$-P(Co^{60})/\frac{v}{c}$	0,914±0,008	0,865±0,005	0,801±0,007	0,711±0,006
Depol.im Präparat	3,5%	6,2%	9,0%	12,8%
$\frac{-P(Cu^{64})}{-P(Co^{60})}$	1,005±0,013	1,012±0,019	0,983±0,026	1,011±0,030

Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Dabei sind $-P(Cu^{64})/\frac{v}{c}$ und $-P(Co^{60})/\frac{v}{c}$ die Absolutwerte der Polarisation bezogen auf v/c und $P(Cu^{64})/P(Co^{60})$ der Relativwert von Cu^{64} bezogen auf Co^{60}. Außerdem sind die jeweils angebrachten Korrektionen für die Depolarisation im Präparat eingetragen.

Die angegebenen Absolutwerte sind auf folgende Einflüsse korrigiert:

1) Streuteil:
   a) Für die Sherman-funktion wurden die von Holzwarth und Meister (4) unter Berücksichtigung der Abschirmung durch die Hüllenelektronen berechneten Werte verwendet. Sie sind um etwa 3% niedriger als die von Sherman ohne Abschirmung berechneten. Diese Werte wurden über die Streugeometrie gemittelt.

b) Der gemittelte Wert der Shermanfunktion für 120^{o} wurde korrigiert auf die Depolarisation in der Streufolie durch Zweifach- und Vielfachstreuung.(9)

c) Die Verringerung der Mottstreuasymmetrie durch Wandrückstreuung wurde bei früheren Messungen (10) für die verwendeten Cefäßdimensionen und Absorberdicken vor den Zählrohren abgeschätzt. Sie ist in den angegebenen Werten durch eine Korrektion von 2,5% berücksichtigt. Testmessungen mit verschiedenen Absorbern ergaben keinen Widerspruch zu dieser Abschätzung.

d) Bei der Mottstreuung an der Vergleichsfolie tritt eine geringe Asymmetrie auf. Durch Extrapolation der Shermanfunktion auf kleine Z erhält man für Hostaphan eine Korrektion von 3,4%.

2) Präparatteil:

a) Die Depolarisation im Präparat wurde für alle verwendeten Präparate nach (5), (11) berechnet.

b) Bühring (12) hat die Polarisation der ß-Zerfallselektronen unter Berücksichtigung der Abschirmung des Kerncoulombfeldes durch die Hüllenelektronen berechnet. Die dadurch bedingte Korrektion ist jedoch bei den Ordnungszahlen von Kupfer und Kobalt nur gering und erreicht bei Cu^{64} für die kleinste gemessene Energie von 100 keV nur 0,8%. Wegen der geringen Unterschiede wurden für Co^{60} die gleichen Werte verwendet.

c) Der Einfluß des Raumwinkels durch die verschiedene Durchlässigkeit der Beschleunigungsstrecke für verschiedene Energien überschreitet in keinem Fall 0,7%.

3) Ablenkfeld:

Die unvollständige Spinmitdrehung für 150 keV-Elektronen im elektrischen Ablenkfeld bewirkt eine Korrektion von 0,1%.

F) Diskussion der Ergebnisse

Für Cu^{64} relativ zu Co^{60}, dessen Polarisation auf Grund anderer Messungen gleich v/c angenommen wird (13) (14), erhält man innerhalb der Meßgenauigkeit volle Polarisation.
In Abb. 4 ist $P(Cu^{64})/P(Co^{60})$ über der Energie aufgetragen. Die Fehlerbalken geben dabei die mittleren statistischen Fehler an. Ungenauigkeiten, die in den Korrektionen liegen, sind nicht berücksichtigt.

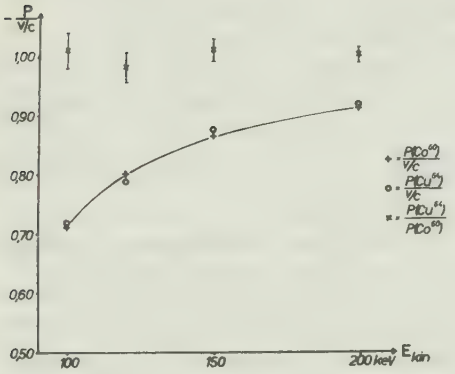


Abb.: 4 Ergebnisse der Messung

Bei den in Abb. 4 eingetragenen Absolutwerten fällt auf:
1) Die Absolutwerte der Polarisation bezogen auf v/c erreichen in keinem Fall den Wert 1 sondern bleiben auch bei 200 keV noch $\approx 8\%$ darunter.

2) Der Polarisationsgrad fällt zu kleineren Energien hin ab.

Zu 1) Eine so große Depolarisation des Elektronenstrahles an Blenden und in den Feldplatten konnte durch Testmessungen ausgeschlossen werden. Außerdem wurde die Energie der Elektronen am Ort der Streufolie mit Hilfe eines Si-Ober-

flächensperrschichtzählers analysiert. Dabei ergab sich kein Anhaltspunkt für eine Streuung des Strahles an Apparateteilen, die sich durch einen Anteil an Elektronen verschmierter Energie bemerkbar machen müßte.

Als Erklärung für diesen Fehlbetrag bleiben noch:

a) Fehler in der Shermanfunktion

b) Verschmierung der Shermanfunktion durch Möllerstreuung in der Streufolie (siehe Anhang)

Van Klinken ermittelte die Shermanfunktion für seine Messungen einschließlich apparaturbedingter Korrektionen experimentell aus Doppelstreuversuchen (14)(15) und erhielt für Co^{60} volle Polarisation. Die in (15) für 121 keV ermittelten experimentellen Werte für die Shermanfunktion sind etwa 3% kleiner als die theoretischen Werte von Holzwarth und Meister.

c) Depolarisation im Präparat, die im Punkt 2 näher diskutiert wird.

Zu 2) Da die Messung der Polarisation immer bei der gleichen Energie von 150 keV durchgeführt wurde, wirken sich Fehler im Ablenk- und Streuteil auf alle Messungen gleichmäßig aus und können keine derartige Energieabhängigkeit vortäuschen. Eine Depolarisation in der Beschleunigungsstrecke, welche die angebrachten Korrektionen übersteigt, wurde nicht festgestellt. Feldemissionselektronen aus der Beschleunigungsstrecke, die einen unpolarisierten Untergrund erzeugen, machten sich bei den hier benutzten Beschleunigungsspannungen von maximal 50 keV noch nicht störend bemerkbar.

Der Abfall der Polarisation bei kleineren Energien kann daher nur durch Depolarisation im Präparat bedingt sein, welche die angebrachten Korrektionen übersteigt.

Es wurde für die Messungen am Co^{60} (Alle Messungen mit dem gleichen Präparat ausgeführt) untersucht um welchen Faktor die Präparatkorrektionen vergrößert werden müßten, damit die gekrümmte Kurve in Abb. 4 möglichst in eine Gerade parallel zur

Abszisse übergeht. Dabei ist allerdings zu bedenken, daß eine solche Korrektion tatsächlich von der Energie abhängen wird. Nimmt man an, daß die Depolarisation etwa das 2,8-fache der angebrachten Korrektionen beträgt, so erhält man mit den neuen Präparatkorrektionen:

Energie	200 keV	150 keV	120 keV	100 keV
$P(Co^{60})/\frac{v}{c}$	97,8%	98,2%	97,4%	96,6%

Für 200, 150 und 120 keV wird der Polarisationsgrad 98% bezogen auf v/c. Nur der Wert für 100 keV weicht etwas stärker davon ab.

So hohe Präparatkorrektionen wären in Übereinstimmung mit Messung von Möllendorff (16) konnten aber durch eigene Versuche nicht voll bestätigt werden. Diese lieferten nur einen Faktor von etwa 1,8. Allerdings wurde dabei dem Präparat eine 1,54 mg/cm^2 Cu-Folie mit undefiniertem Abstand unterlegt, während Möllendorff gerade zeigt, daß für diesen Fall die Depolarisation geringer ist als für unmittelbar aufgedampfte Schichten. Dies konnte leider nicht nachgeprüft werden.

Die Ergebnisse stehen in Widerspruch zu Messungen von van Klinken (14), welcher für kleine und mittlere Z gute Übereinstimmung der gemessenen Depolarisation mit den berechneten Werten erhielt.

Der obige hypothetische Faktor 2,8 für die Präparatkorrektionen gilt nur unter der Voraussetzung, daß das Präparat eine einheitliche Dicke besitzt. Wie in Abb.: 3 bereits gezeigt wurde, wiesen die Kupferpräparate teilweise eine recht grobe Struktur auf und es ist auch durch die Autoradiographien nicht einwandfrei bestätigt, daß die verwendeten Präparate eine einheitliche Schichtstärke besitzen. Die Dicke der Kupferschicht betrug im allgemeinen 1 bis 2μ, der Abstand der Photoschicht bei der Aufnahme jedoch mindestens 4μ. Dadurch, sowie durch das zu geringe Auflösungsvermögen des Filmmaterials, wird

eine kristalline Struktur der Präparatoberfläche nicht mehr hinreichend aufgelöst. Es ist nicht auszuschließen, daß auch das Co^{60}-Präparat, sowie die Kupferunterlage eine solche Struktur besitzen. Vom Kobaltpräparat konnte wegen der großen Präparatstärke von 72 mCi kein Kontaktabzug gemacht werden. Diese Methode wäre auch ungeeignet gewesen, da hier die Depolarisation in der Unterlage wesentlich stärker ist als in der aktiven Kobaltschicht selbst.

Eine einwandfreie Klärung dieses Punktes können nur Messungen mit dünneren Präparaten bringen, die ohne Elektrolyse, z.B. durch Bedampfung hergestellt werden. Um genügend starke Präparate zu erhalten wäre hierzu auch Cu^{64} mit größerer spezifischer Aktivität nötig.

Alle diese Faktoren, vor allem die Präparatkorrektion sind mit solchen Fehlern behaftet, daß sich die Angabe von Absolutwerten für die Polarisation der ß-Zerfallselektronen von Cu^{64} nicht rechtfertigen läßt, während sich die Fehler bei der Ermittlung der Relativwerte weitgehend herausheben. In den Präparatkorrektionen ist allerdings bei den Cu^{64}-Präparaten der Anteil der Kleinwinkelstreuung größer als bei dem Co^{60}-Präparat, bei welchem der Anteil der Großwinkelstreuung in der Präparatunterlage überwiegt. Da Klein- und Großwinkelstreuung nicht in gleicher Weise von der Schichtdicke abhängen kommt auch hier durch die Präparatkorrektionen eine Unsicherheit herein.

A N H A N G

I. Herstellung der Cu^{64}-Präparate
(Teilweise Auszug aus (8))

a) Vorbemerkungen

Cu^{64} erhält man aus Cu^{63} durch Neutroneneinfang nach der Reaktion $Cu^{63}(n,\gamma)Cu^{64}$ (Einfangquerschnitt 3,9 barn). Das im natürlichen Isotopengemisch mit 31% enthaltene Cu^{65} liefert dabei Cu^{66} (Einfangquerschnitt 1,8 barn), das wegen seiner kurzen Halbwertszeit von 5,1 min nicht stört.

Da bei den Neutronenflußdichten im FRM die Bestrahlung von metallischem Kupfer nur eine spezifische Aktivität von Maximal 15 mCi Cu^{64}/mg Kupfer liefert, wurde zur Herstellung der benötigten Präparate hoher spezifischer Aktivität das Szillard-Chalmers-Verfahren angewendet. Dazu wurde das Kupfer in Form von Kupferphthalocyanin bestrahlt und das aktivierte Kupfer von der organischen Verbindung nach einem von Herr und Götte (17) angegebenen Verfahren abgetrennt.

Wegen der geringen Endausbeute von 10 bis 20% und der benötigten Aktivität von mindestens 200 mCi Cu^{64} ist eine Ausgangsaktivität von 2 bis 3 Ci nötig. Daher wurde die chemische Abtrennung in der heißen Zelle des FRM durchgeführt. Um sicher mit den relativ großen Flüssigkeitsmengen umgehen zu können, wurde eine in sich geschlossene Apparatur entwickelt (Abb. 5), in welcher der erste Teil der Abtrennung durchgeführt werden konnte.

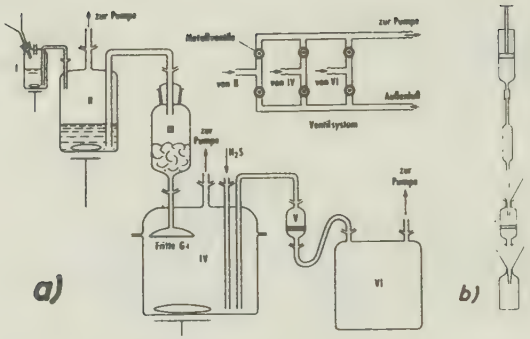


Abb.: 5 a) Prinzipieller Aufbau der Apparatur
b) Anordnung zum Lösen des CuS.

b) Arbeitsweise der Apparatur

Die Probe von meist 3g Kupferphthalocyanin wurde in mit Schliffstopfen versehenen Quarzampullen bestrahlt. Zur Abtrennung des aktivierten Kupfers wurde das Pulver durch den Trichter in I eingefüllt (Abb.: 5) und in vorbereiteten 20 ml konzentrierter Schwefelsäure in Lösung gebracht. In III wurde das in II durch Eingießen in 120 ml Wasser wieder ausgeflockte Kupferphthalocyanin über Glaswolle abfiltriert. Letzte Reste wurden in der Fritte zurückgehalten. Nach Verdünnen des Filtrats auf etwa 300 ml erfolgte in IV die Fällung des Kupfers mit Schwefelwasserstoff aus einem Kippschen Apparat, der sich ebenfalls in der heißen Zelle befand. In der Fritte V wurde das CuS abfiltriert während das Filtrat in VI gesammelt wurde.

Nach der Filtration wurde die Fritte V mit Hilfe der Manipulatoren ausgebaut und das Kupfersulfid mit 2 bis 3 ml konzentrierter Salpetersäure kalt gelöst. Eingefüllt wurde die Salpeter-

säure mit einer Pipette, die mit einer Spritze verbunden war (Abb.: 5b). Die Lösung wurde mit Hilfe eines Gummiballes durch die Fritte hindurch gedrückt, in ein Polyäthylenfläschchen abgefüllt und zum Transport nach Erlangen aus der Zelle geschleust.

c) Weiterverarbeitung des Präparates

Die salpetersaure Kupferlösung wurde zunächst über einem Wasserbad eingedampft. Dann wurde der Rückstand mit destilliertem Wasser aufgenommen und filtriert, um die Schwefelreste aus der Sulfidfällung in schwefelsaurer Lösung zu entfernen. In einer einfachen Plexiglasanordnung erfolgte dann die Elektrolyse mit ca. 0,5 bis 1,0 mA/cm^2. Als Unterlage diente eine 4 μ Hostaphanfolie auf einem 1mm dicken Plexiglasring von 32 mm Durchmesser, die mit 50 μg/cm^2 Kupfer bedampft war. Die Anode bestand aus einem rotierenden Platinblech. Nach etwa 2 Stunden wurde die Elektrolyse abgebrochen.

Die Präparatstärken wurden grob mit Hilfe der Vernichtungsstrahlung der Positronen aus dem Zerfall $Cu^{64}(\beta^+)Ni^{64}$ (19% der Zerfälle) gemessen. Der Nachweis erfolgte mit einem Monitorzählrohr in 2 m Abstand. Für die Nachweiswahrscheinlichkeit für Vernichtungsstrahlung wurde der vom Hersteller angegebene Wert benutzt. Um die Entstehung der Vernichtungsstrahlung zu lokalisieren, wurden die offenen Präparate mit einem kleinen Becherglas abgedeckt.

d) Ergebnisse

Wie bereits auf Seite 6 erwähnt wurde, lagen die Präparatstärken zwischen 200 und 400 mCi. die spezifische Aktivität zu Beginn der Messungen, d.h. etwa eine Halbwertszeit nach Bestrahlungsende, betrug etwa 100 mCi/mg Kupfer.

Es erwies sich auch bei sorgfältiger Vorbereitung der Unterlage als schwierig völlig gleichmäßige Präparate zu erhalten. Auch oberflächlich gleichmäßig aussehende Schichten wiesen im radioaktiven Abdruck eine Struktur auf, die große örtliche Dickeschwankungen vermuten ließ. Man könnte die Schichtdicken aus photometrischen Auswertungen der Autoradiographien erhalten, das wurde jedoch nicht durchgeführt, da die Depolarisation im Präparat nicht genügend genau bekannt ist und die Präparatkorrektionen besonders bei großen Schichtdicken sehr unsicher werden. Daher wurden nur die gleichmäßigen Präparate zur Auswertung verwendet. Wie weit die ungleichmäßige Abscheidung durch Verunreinigung aus der Abtrennung verursacht war wurde nicht geklärt.

II. Untersuchung der Energieverteilung der gestreuten Elektronen

Zur Untersuchung der Energieverteilung der auf die Streufolien auftreffenden und an den Folien gestreuten Elektronen wurde wegen der geringen Vorabsorption ein Si-Oberflächensperrschichtzähler mit einem 512-Kanal-Analysator verwendet. Der Zähler befand sich dabei im Vakuum, d.h. die Elektronen mußten keine Fenster durchdringen. Abb.: 6 zeigt die Ergebnisse dieser Messungen. Die Meßzeiten betrugen für die Kurve a im direkten Strahl 1 Minute, für b, c und d je 2 x 80 Minuten. Der Ordinatenmaßstab ist willkürlich. Der Nulleffekt ist bereits abgezogen. Da der statistische Fehler der Messung wegen der kleinen Zählerfläche von 50 mm^2 und der experimentell bedingten kurzen Meßzeiten sehr groß ist, wollen wir die Ergebnisse nur qualitativ betrachten.

Es zeigt sich, daß bei den gestreuten Elektronen, vor allem an der Hostaphanfolie, ein erheblicher Untergrund an niederenergetischen Elektronen vorhanden ist, der durch relativ große Energieverluste der Elektronen in der Folie, sowie Rückstreuung in der Glasglocke verursacht sein muß.

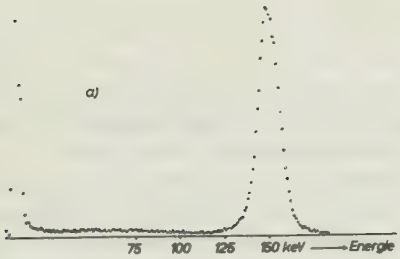
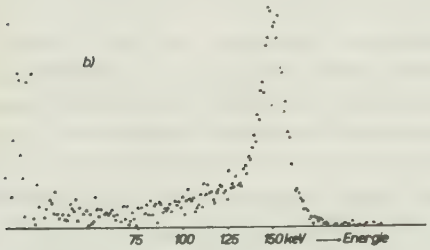
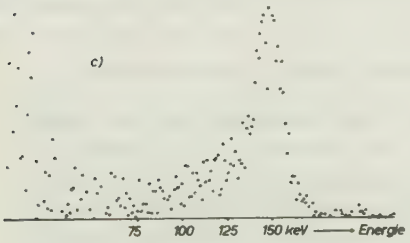


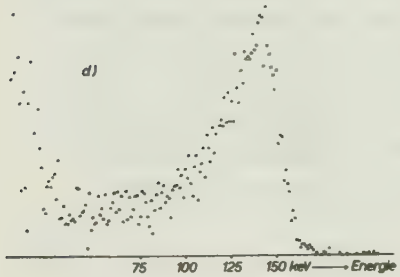
Abb.: 6 Energieverteilung
a) der einfallenden Elektronen



b) der an 66 µg/cm^2 Au gestreuten Elektronen



c) der an 380 µg/cm^2 Al gestreuten Elektronen



d) der an 1,35 µmg/cm^2 Hostaphan gestreuten Elektronen

a) Einfluß der Möllerstreuung auf die Depolarisation in der Streufolie

Die gestreuten Elektronen wurden unter einem Winkel von 120° beobachtet. Dabei wurden auch Elektronen nachgewiesen, die zweimal oder öfter um Winkel gestreut wurden, deren Summe 120° ergibt. Handelt es sich um Streuung an Atomkernen (Mottstreuung) kann man die Energieverluste wegen der großen Masse der Atomkerne vernachlässigen. Der Einfluß dieser Prozesse auf die Polarisationsmessungen ist durch die Korrektion für die Zweifach- und Vielfachstreuung in der Goldfolie berücksichtigt. Erfolgt auch Streuung an Elektronen (Möllerstreuung), so können beliebig große Energieverluste auftreten. Allerdings ist hierfür die Streuwahrscheinlichkeit wesentlich geringer als für Mottstreuung. Für einen Winkel von 5° beträgt z.B. der differentielle Wirkungsquerschnitt für Möllerstreuung nur $\frac{1}{30}$, für einen Winkel von 30° nur $\frac{1}{90}$ des differentiellen Wirkungsquerschnittes für Mottstreuung. Die durch Möllerstreuung verursachte Korrektion an der Polarisation ist daher zu vernachlässigen.

b) Einfluß der Möllerstreuung auf die Energieverteilung

In Abb. 7 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Mott- (4) und Möllerstreuung (18) für 150 keV-Elektronen über den in Frage kommenden Winkeln aufgetragen. Die Wirkungsquerschnitte sind auf 1 Goldatom bezogen. Für einen Zähler, der einen Raumwinkel von 0,1 ster erfaßt, erhält man unter Berücksichtigung, daß der wirksame Weg in der Streufolie für Möllerstreuung etwa 3mal so groß ist, wie für Mottstreuung:

Mott	Möller	$\Delta E_{Möller}$	Anteil der Möllerstr. bezogen auf Mottstr. um 120°	
110°	10°	5 keV	1,1%	60 µg/cm² Gold
105°	15°	11 "	0,2%	
110°	10°	5 "	17%	1,35 mg/cm² Hostaphan
105°	15°	11 "	4%	

Die Möllerstreuung macht sich bei Gold nur in einem relativ kleinen Energiebereich von ≈ 10 keV d.h. an der niederenergetischen Flanke der Linie bemerkbar.
Bei der Hostaphanfolie erhält man dagegen wegen der geringeren Ordnungszahl $\bar{Z} \approx 6$ einen wesentlich stärkeren Einfluß. Das erklärt auch den flachen Abfall der Energieverteilung zu kleineren Energien hin. Allerdings kommt dieser zum Teil auch durch die mit den größeren Energieverlusten verbundene Energieverschmierung bei Mottstreuung in größerer Schichttiefe zustande.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der mit Aluminiumabsorbern kombinierten Auslösezählrohre nahm zu kleinen Energien hin rasch ab. Elektronen unter 80 keV wurden nicht mehr nachgewiesen. Dadurch wurde ein großer Teil des niederenergetischen Untergrundes unterdrückt. Der Rest macht sich bei Relativmessungen nicht störend bemerkbar. Für Absolutmessungen wäre jedoch eine sorgfältige Spektroskopie der gestreuten Elektronen wünschenswert, konnte bei den vorliegenden Messungen aber nicht durchgeführt werden.

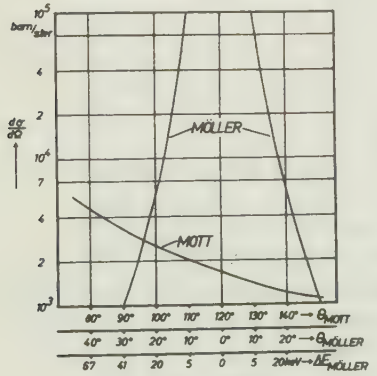


Abb.7: Differentielle Wirkungsquerschnitte für Mott- und Möllerstreuung.

Herrn Prof. Dr. F. Fleischmann danke ich für die interessante Arbeit und für sein förderndes Interesse. Weiterer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. H. Wegener für viele klärende Diskussionen, sowie Herrn Dipl. Phys. Dierker für die Unterstützung bei der Durchführung der Messungen. Herrn Dr. H. Stärk, Institut für Radiochemie der Technischen Hochschule, München, danke ich für seine Mithilfe bei der Planung und Durchführung der Radiochemischen Abtrennung in der heißen Zelle des Forschungsreaktors München, der Bestrahlungsgruppe des FRM für ihr Entgegenkommen bei der Durchführung von Bestrahlungen und Sonderwünschen.

Literaturverzeichnis

(1) M.E.Vishnevsky, V.K.Grigoriev, V.A.Ergakov, S.J.Nikitin, E.V.Pushkin und YU.V.Trebukovsky
Nuclear Physics 4, 271 (1957)

(2) N. Sherman, Phys. Rev. 103, 1601 (1956)

(3) Shin-R Lin, Phys. Rev. 133, A965 (1964)

(4) G.Holzwarth und H.J.Meister, Nucl. Physics 59, 56 (1964)

(5) H. Bienlein, K. Güthner, H.v.Issendorff und H.Wegener
Nuclear Inst. and Meth., 4, 79 (1959)

(6) J. Dierker, Dissertation Erlangen (1966)

(7) H.A.Tolhoek, Rev. Mod. Phys. 28, 277 (1956)

(8) N.Mann, H. Stärk, Kerntechnik 6, 237 (1964)

(9) H.Wegener, Z. f. Physik, 151, 252 (1958)

(10) H.Bienlein, G.Felsner, R.Fleischmann, K.Güthner, H.v.Issendorff und H.Wegener, Z.f.Physik 155, 101 (1959)

(11) H.Bienlein, G. Felsner, K.Güthner, H.v.Issendorff und H.Wegener, Z. f. Physik, 154, 379 (1959)

(12) W.Bühring, Nucl. Phys. 61, 110 (1965)

(13) H.Bienlein, R. Fleischmann und H. Wegener
Z. f. Physik 150, 80 (1958)

(14) J.Van Klinken, Nucl. Phys. 75, 145 (1966)

(15) J.Van Klinken, Nucl. Phys. 75, 161 (1966)

(16) U.v.Möllendorff, Hamburg, private Mitteilungen

(17) W.Herr und H.Götte, Z. f. Naturf. 5a, 629 (1950)

(18) E.Segré,Experimental Nuclear Physics
Bd.I, Seite 277

Lebenslauf

Nikolaus Mann,	Erlangen, Bismarkstr. 24
geboren am:	1. Juli 1932
in:	8626 Michelau/Ofr.
Eltern:	Uhrmachermeister Nikolaus Mann,
	Irma Mann, geborene Farkas.
Familienstand:	verheiratet
Konfession:	evangelisch
Schulen:	1939 bis 1943: Volksschule in Michelau,
	1943 bis 1945: Hauptschule in Lichtenfels,
	1946 bis 1950: Realschule in Lichtenfels,
	1950 bis 1952: Oberrealschule in Bamberg.
Reifeprüfung:	Juni 1952 an der Oberrealschule Bamberg.
Studium:	1952 bis 1958: Universität Erlangen-Nürnberg.
Prüfungen:	7. 11. 1955: Diplomvorprüfung in Physik,
	10.11. 1958: Diplomhauptprüfung in Physik.

Seit November 1958 bin ich am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg als Wissenschaftliche Hilfskraft beschäftigt. Ab Dezember 1959 arbeite ich an meiner Doktorarbeit über die Messung der longitudinalen Polarisation der ß-Zerfallselektronen von Cu^{64}.

Offsetdruck - Fotodruck
Josef Hogl
8520 Erlangen, Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz,) Tel. 22990

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 852 Erlangen, Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990